Kernreaktionen mit ^{6}Li und vektor-polarisierten Deuteronen

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von

Walter Dürr
aus
Nürnberg

North-Holland Publishing Company
Amsterdam
1968

Als Dissertation genehmigt

von der Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 27. November 1968

Dekan : Professor Dr. H. Wegener

Erstberichterstatter : Professor Dr. R. Fleischmann

Zweitberichterstatter : Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

Sonderdrucke aus : Nuclear Physics A 120 / 3

A 122 / 1

Inhaltsverzeichnis:

Zusammenfassung Seite

Teil I : Die Analysierstärke der Reaktion $^{6}Li(d,\alpha)^{4}He$ mit vektorpolarisierten Deuteronen der Energie 2,1 - 10,9 MeV

1. Einleitung 678
2. Experimenteller Aufbau 679
3. Durchführung der Messung und Ergebnisse 680
4. Diskussion 688
5. Literaturverzeichnis 690

Teil II: Untersuchung der j - Abhängigkeit der Vektoranalysierstärke der Reaktion $^{6}Li(d,p_0)$ und $^{6}Li(d,p_1)$ mit vektorpolarisierten Deuteronen der Energie 2,1 - 10,9 MeV

1. Einleitung 153
2. Experimenteller Aufbau, Durchführung der Messungen, Ergebnisse 155
3. Diskussion
3.1 Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt 161
3.2 Analysierstärke 162
3.3 Spektroskopische Information 163
4. Literaturverzeichnis 164

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546208_0069

2.B

Nuclear Physics **A120** (1968) 678—690; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

DIE ANALYSIERSTÄRKE DER REAKTION ^{6}Li(d, α)^{4}He MIT VEKTORPOLARISIERTEN DEUTERONEN DER ENERGIE 2.1-10.9 MeV

W. DÜRR, G. CLAUSNITZER, D. FICK, R. FLEISCHMANN,
H. M. HOFMANN und K. KILIAN

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Eingegangen am 14. August 1968

Abstract: The ^{6}Li(d, α)^{4}He reaction with polarized deuterons gives new information about the reaction mechanism and the $T = 0$ levels of ^{8}Be with even spin and parity. In addition, the reaction can be used as a polarization analyser for polarized deuterons at energies below $E_d = 3.5$ MeV. Fortunately at these energies, the differential cross section is rather high.

E | NUCLEAR REACTIONS ^{6}Li(polarized d, α), $E = 2.1$–10.9 MeV; measured polarization-analysing power (E, θ). Enriched target.

1. Einleitung

Die Reaktionen ^{6}Li(d, α)^{4}He und ^{7}Li(p, α)^{4}He bieten die Möglichkeit, angeregte Niveaus im Compound-Kern ^{8}Be zu studieren. Sie ergänzen sich wegen ihrer verschiedenen Q-Werte (22.3 MeV und 17.3 MeV), so daß ein weiter Energiebereich vermessen werden kann.

Auf Grund der zwei α-Teilchen im Ausgangskanal werden bei der Untersuchung dieser beiden Reaktionen selektiv nur Niveaus mit geradem Spin und positiver Parität in ^{8}Be beobachtet, was eine bedeutende Reduzierung der Anzahl der möglichen Matrixelemente bewirkt.

Eine bis 1966 vollständige Zusammenfassung der Experimente, die im wesentlichen mit unpolarisierten Protonen und Deuteronen ausgeführt wurden, finden sich in Ref. [1]). Die Wirkungsquerschnitte ändern sich nur langsam mit der Energie und zeigen wenige breite Resonanzen. Die Winkelverteilungen lassen sich als Überlagerungen weniger Legendre Polynome gut wiedergeben. Es liegt daher nahe, als Reaktionsmechanismus im wesentlichen Compound-Kernbildung anzunehmen, zu dessen Beschreibung sich eine *R*-Matrix-Theorie sehr gut eignet. Wegen der großen Breiten der Niveaus (meistens um 1 MeV) überlappen diese zum Teil sehr stark. Es muß deshalb bei der Analyse der Experimente ein *R*-Matrix-Formalismus mit mehreren überlappenden Niveaus angewandt werden. Die Analysen werden dadurch äußerst undurchsichtig und aufwendig.

Die bei diesen Rechnungen aus den Messungen mit unpolarisierten Protonen und Deuteronen gewonnenen Ergebnisse sind daher sehr unsicher und aus prinzipiellen Gründen nicht eindeutig [2]) (z.B. im Vorzeichen der reduzierten Breiten): Verschie-

dene Vorzeichenkombinationen der reduzierten Breiten führen zum selben Ergebnis im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, jedoch zu verschiedenen Ergebnissen bei Benutzung polarisierter Protonen und Deuteronen. Um mehr experimentelle Resultate für solche Rechnungen zu erhalten und um Mehrdeutigkeiten in der Auswertung zu vermeiden, scheint es angebracht. die oben genannten Reaktionen mit polarisierten Protonen und Deuteronen auszuführen.

Die ^{7}Li(p, α)^{4}He Reaktion wurde kürzlich von Plattner *et al.* [3]), und Kilian *et al.* [4]) ausführlich im Energiebereich zwischen 3 und 11 MeV mit polarisierten Protonen untersucht. Für die ^{6}Li(d, α)^{4}He Reaktion liegen Messungen mit vektorpolarisierten Deuteronen zwischen $E_d = 0.7$ und 2.2 MeV [Ref. [5])] und bei fünf Energien zwischen $E_d = 4.3$ und 11.8 MeV [Ref. [6])] vor. Eine systematische Untersuchung steht hier noch aus.

Die Möglichkeit, diese Reaktion wegen ihres hohen Q-Wertes bei genügend großer Analysierstärke für vektorpolarisierte Deuteronen als Polarisationsanalysator zu verwenden, war ein weiterer Grund für die Untersuchung dieser Reaktion.

2. Experimenteller Aufbau

Die Messungen wurden mit der Quelle für polarisierte Protonen und Deuteronen des Erlanger Tandem-Beschleunigers durchgeführt [7]). Der apparative Aufbau der polarisierten Quelle, die Spindrehung und die Strahlführung durch den Tandembeschleuniger bis zur Streukammer sind in Ref. [8]) beschrieben.

In die Streukammer tritt, durch eine 4×8 mm^2 Blende begrenzt, ein vektorpolarisierter Deuteronenstrom von 100-550 pA mit einem Polarisationsgrad von 0.33 ± 0.03. Der Polarisationsgrad wurde durch elastische Streuung polarisierter Deuteronen bei einer Energie von $E_d = 7.8$ MeV an ^{12}C bei $\Theta_{lab} = 45°$ bestimmt [9]). Während verschiedener Strahlzeiten, die oft durch Monate getrennt waren, stimmte der Polarisationsgrad innerhalb des angegeben statistischen Fehlers überein. Die Abwesenheit von Tensorkomponenten im Deuteronenstrahl wurde gelegentlich nachgeprüft [9]).

Das Target bestand aus ≈ 400 μg/cm^2 ^{6}Li (99.6 %), aufgedampft auf Nickelfolien von etwa 50 μg/cm^2. Die Targetdicke wurde durch die Energieverschiebung der 5.477 MeV α-Strahlung eines ^{241}Am Präparates bestimmt [10]). Eine meßbare Zu- oder Abnahme der Targetdicke während des Experimentes konnte in wiederholten Messungen nicht festgestellt werden. Um eine Oxydation der Li-Targets beim Einbau zu verhindern, wurden sie unter Edelgasatmosphäre in die Streukammer eingebaut.

Auf Grund der zwei α-Teilchen im Ausgangskanal sind alle Winkelverteilungen des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ symmetrisch, die der Vektoranalysierstärken $A(\Theta)$ antisymmetrisch zu $\Theta_{c.m.} = 90°$. Es genügt daher, die Winkelverteilungen nur in einem Quadranten zu messen. Die Asymmetriemessungen wurden mit maximal 14 Zählern bei den Streuwinkeln $\Theta = 20°$ bis $\Theta = 80°$ und jeweils der Stellung $\varphi = 0°$ (links), $\varphi = 180°$ (rechts) durchgeführt. Die Verwendung paarweiser Zähler ermöglicht neben besserer Statistik eine Kontrolle der Targetinhomogenitäten.

Vor allem lassen sich Fehler in den einzelnen Zählzweigen durch verschiedene Auswerteverfahren kompensieren.

Der Teilchennachweis erfolgte durch Siliziumoberflächensperrschichtzähler im Abstand von 17 cm vom Target. Der gestreute Strahl wurde durch $11 \times 20\ \mathrm{mm}^2$ Blenden vor den Zählern begrenzt. Für diese Anordnung ergeben sich für den Grenzfall eines punktförmigen Strahlfleckes auf dem Target folgende Winkelunschärfen der Zähler: $\Delta\Theta = \pm 1.85°$, $\Delta\varphi = 3.38°$. Der Raumwinkel betrug $7.6 \,.\, 10^{-3}$ sr. Im Experiment konnte der Strahldurchmesser auf dem Target jedoch 10 mm betragen. Dadurch erhöhte sich die Winkelunschärfe; sie betrug im ungünstigsten Fall $\Delta\Theta = 3.4°$ bei $\Theta = 20°$. Abschirmbleche um und vor den Zählern, sowie eine am Streukammereingang angebrachte Antistreublende, verhinderten die Streuung diffuser Teilchen in die Zähler.

Die Energieeichung des Tandemstrahls und dessen Energieschärfe beziehen sich auf Angaben von Graw [8]). Sie wurden in diesem Experiment nicht gesondert nachgeprüft.

3. Durchführung der Messung und Ergebnisse

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion bei Benutzung rein vektorpolarisierter Deuteronen läßt sich schreiben [11])

$$W(\Theta, \varphi) = W_0(\Theta)(1 + \tfrac{3}{2}A(\Theta)P\cos\varphi). \tag{3.1}$$

Dabei ist $W_0(\Theta)$ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, P die Vektorpolarisation der einlaufenden Deuteronen, $A(\Theta)$ die Analysierstärke der jeweiligen Reaktion und φ der Winkel zwischen der Streunormalen (entsprechend der Baseler Konvention definiert) und der Polarisationsrichtung der Deuteronen.

Aus ionenoptischen Gründen konnte zur Zeit der Messungen nur eine der beiden Polarisationsrichtungen eingestellt werden. Deshalb wurde die Meßgröße $\varepsilon = \frac{3}{2}AP$ aus den normierten Zählraten der Zähler links $N_L(\varphi = 0°)$ und rechts $N_R(\varphi = 180°)$ bestimmt. Zur Normierung der Zähler rechts und links wurde mit unpolarisiertem Strahl [erzeugt durch Ausschalten des HF-Überganges an der Ionenquelle [7,9])] das Anzeigeverhältnis

$$r = N_{0L}(\Theta)/N_{0R}(\Theta) \tag{3.2}$$

bestimmt.

Dann ergibt sich ε zu

$$\varepsilon = \tfrac{3}{2}AP = (N_L - rN_R)/(N_L + rN_R). \tag{3.3}$$

Durch Bestimmung von N_{0L} und N_{0R} bestehen zwei zusätzliche Möglichkeiten zur Bestimmung von ε

$$\varepsilon = (N_L - N_{0L})/N_{0L} = -(N_R - N_{0R})/N_{0R}, \tag{3.4}$$

ε kann also auf drei verschiedene Arten ermittelt werden.

Um diese Möglichkeit auszunützen, wurden bei jeder Messung N_{0L} und N_{0R} mit gleich guter Statistik wie N_L und N_R gemessen.

Bei der Wahl der Energieschritte wurde von der Lage und der Breite der heute bekannten oder vermuteten Niveaus von ^{8}Be ausgegangen [1,12]) (Fig. 1). Im untersuchten Energiebereich oberhalb 2.1 MeV E_d machen sich vier Niveaus von ^{8}Be bemerkbar. Von diesen haben drei eine Breite von mehr als 1 MeV, das vierte bei etwa $E_d = 3.8$ MeV eine Breite von nur 0.27 MeV. Deshalb wurden als Energieschritte zwischen 2.1 und 4.4 MeV 100 keV darüber, 300–400 keV gewählt.

Die gemessenen Winkelverteilungen von $A(\Theta)$ für 36 Energien zwischen 2.9 und 10.9 MeV E_d zeigt Fig. 2. Die eingezeichneten Fehler sind nur statistische. Die ebenfalls eingetragenen Kreuze bei den Energien $E_d = 4.8$, 6.8, 8.0 und 10.0 MeV sind Messungen von Burcham *et al.* [6]), die gute Übereinstimmung mit den hier gewonnenen Resultaten zeigen. Um Burchams Messungen mit diesen vergleichen zu können, muß die in Ref. [6]) auf die Targetmitte bezogene Deuteronenenergie auf die Einschußenergie umgerechnet werden [10]).

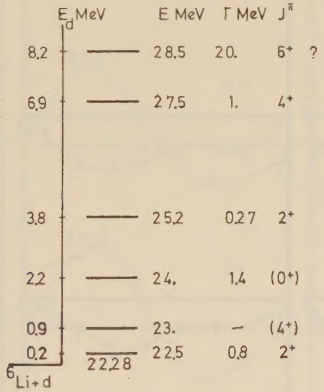

Fig. 1. Die zur Zeit bekannten und vermuteten Niveaus in ^{8}Be oberhalb der ^{6}Li+d–Schwelle [1]).

Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke $A(\Theta)$ für verschiedene Laborwinkel zeigt Fig. 3. Sie enthält zusätzlich gemessene Punkte zwischen $E_d = 2.1$ und 2.8 MeV, für die jedoch keine volle Winkelverteilung vermessen wurde. Mit zunehmender Energie werden die statistischen Fehler wegen des stark abnehmenden Wirkungsquerschnittes rasch größer. Da bei diesen Energien jedoch nur sehr breite Niveaus in ^{8}Be erwartet werden, sind die hier erzielten Meßgenauigkeiten für eine spätere Auswertung durch eine R-Matrix-Theorie ausreichend.

Zur Datenreduzierung wurden durch einen χ^2-Fit die Koeffizienten der Entwicklung von W_0 und $W_0 A$ nach Legendre Polynomen [13]) ermittelt

$$W_0(\Theta) = \sum_k A_k P_k (\cos \Theta) \qquad k \text{ gerade}, \tag{3.5}$$

$$A(\Theta) W_0(\Theta) = \tfrac{2}{3} \sum_k B_k P_k^1 (\cos \Theta). \tag{3.6}$$

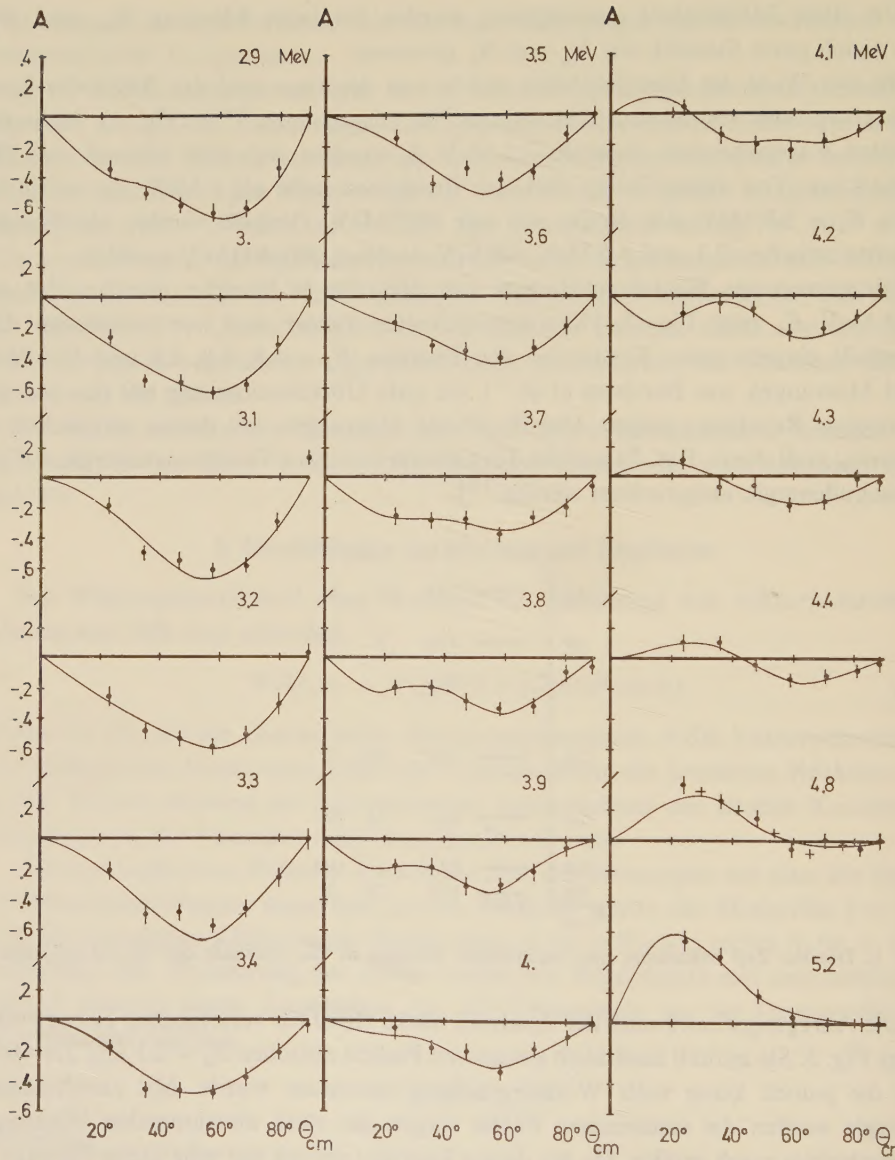

Fig. 2. Gemessene Winkelverteilungen der Analysierstärke $A(\Theta)$ für verschiedene Deuteronen-Einschußenergien. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische. Die Kurven entsprechen berechneten Werten von $A(\Theta)$ nach (3.8) mit den Koeffizienten A_k, B_k aus Fig. 4 und Fig. 5. Messungen von Burcham *et al.* [6]) sind als Kreuze eingetragen.

Wegen der zwei Alphateilchen im Ausgangskanal treten nur gerade Koeffizienten in den Summen (3.5) und (3.6) auf.

Die Güte des Fits ist durch χ^2 gegeben. χ^2 entsprach der üblichen Definition [12]). Die sinnvolle Anzahl der Parameter bestimmt man durch folgende Kriterien: Man

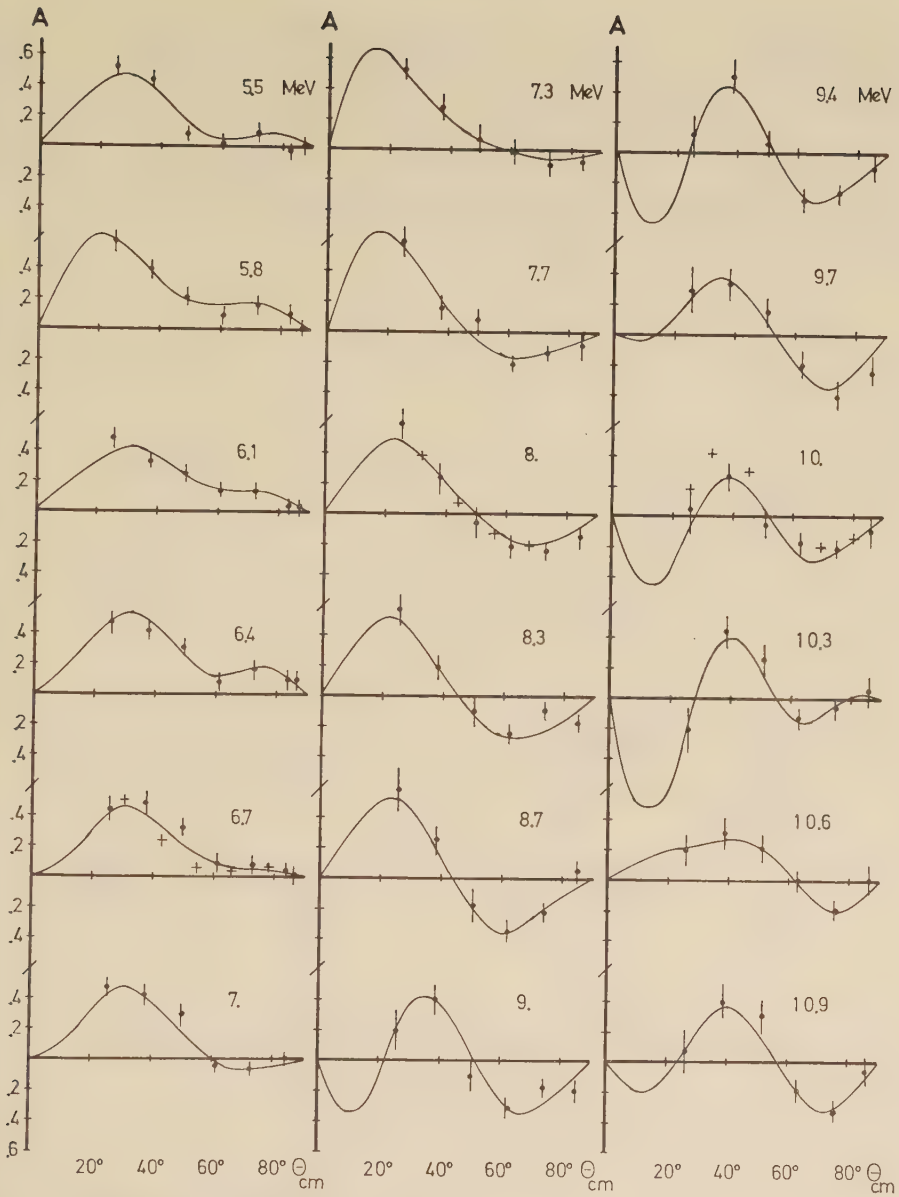

Fig. 2b.

berechnet χ^2 als Funktion der Anzahl m der Fitparameter; m wird als Maximalzahl von sinnvollen Parametern angesehen, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$\chi^2(m-1) \gg \chi^2(m),$$
$$\chi^2(m+1) \approx \chi^2(m) \approx f, \tag{3.7}$$

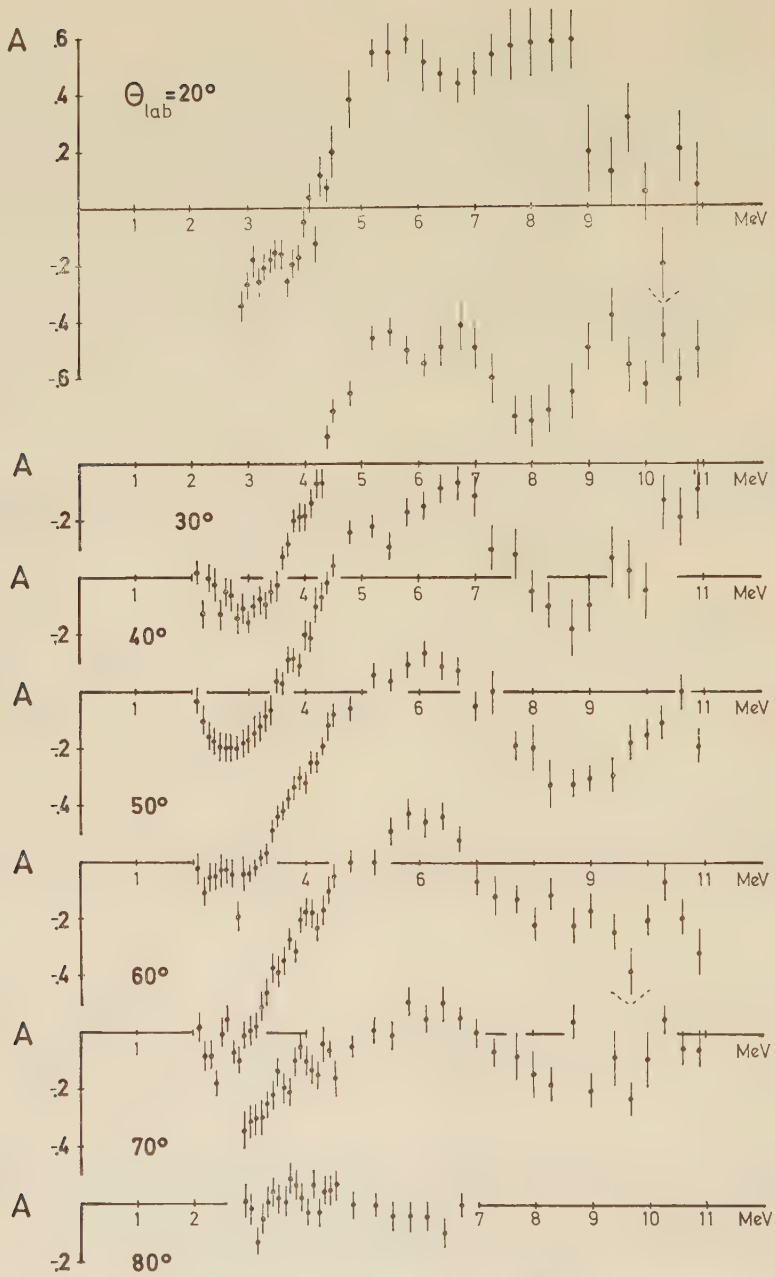

Fig. 3. Anregungsfunktionen der Analysierstärke $A(\Theta)$ für sieben Laborwinkel. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische.

(f = Anzahl der Freiheitsgrade = Anzahl der zu fittenden Meßpunkte minus Anzahl der Parameter m).

Auf Grund des statistischen Fehlers der Meßpunkte und der Tatsache, daß zum Fitten der Winkelverteilungen maximal sieben Winkel zur Verfügung standen, ergab sich entsprechend den Kriterien (3.7), daß zum Ausgleich der unpolarisierten Winkelverteilungen entsprechend (3.5), eine Maximalzahl von drei und zum Ausgleich von $W_0 A$ entsprechend (3.6), eine Maximalzahl von vier Parametern genügt.

Fig. 4 zeigt die aus den unpolarisierten Messungen erhaltenen Werte von A_0, A_2 und A_4. Die Absolutwerte von A_0 wurden durch Normierung der in diesem Ex-

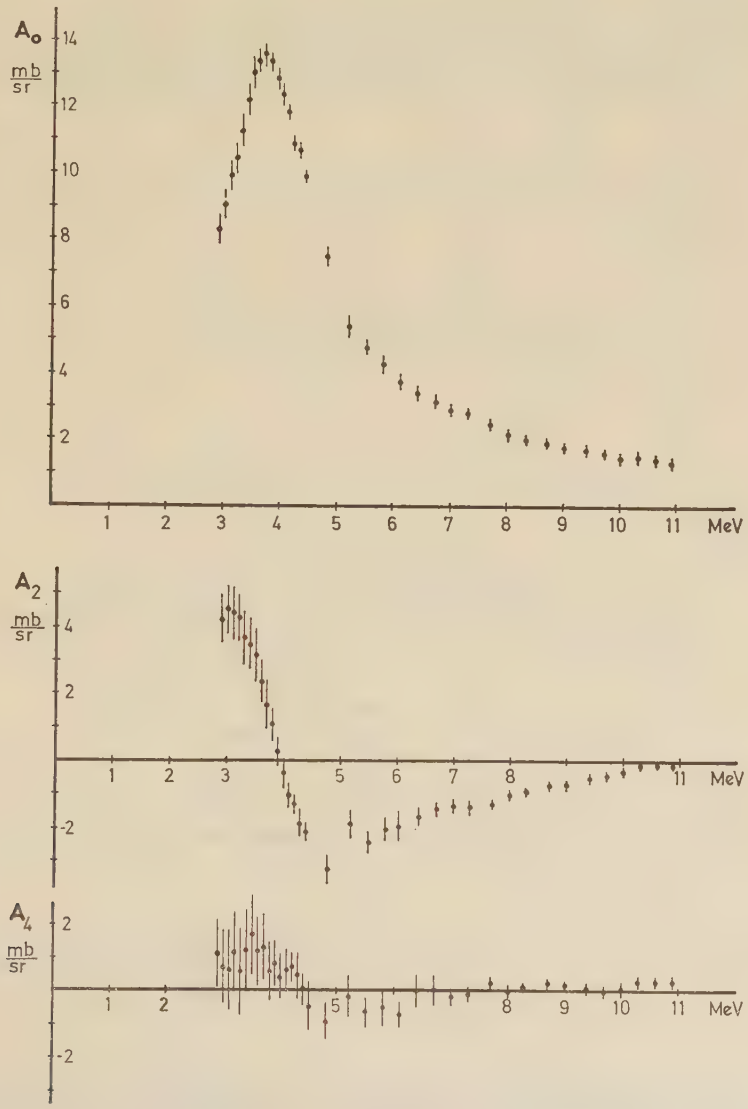

Fig. 4. Entwicklungskoeffizienten A_k des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$.

periment gemessenen Werte von A_0 an die von Clark *et al.* [12]) gefundenen Werte von A_0 bei sieben Energien angepaßt. Die restlichen Werte für A_0 und die Werte für A_2 zeigen gute Übereinstimmung mit den Werten anderer Autoren [1,12]). Die Werte für A_4 stimmen mit jenen anderer Autoren nicht besonders überein. Das mag an den relativ hohen statistischen Fehlern der unpolarisierten Messungen liegen, die nur drei Polynome in (3.5) zum Ausgleich zuließen.

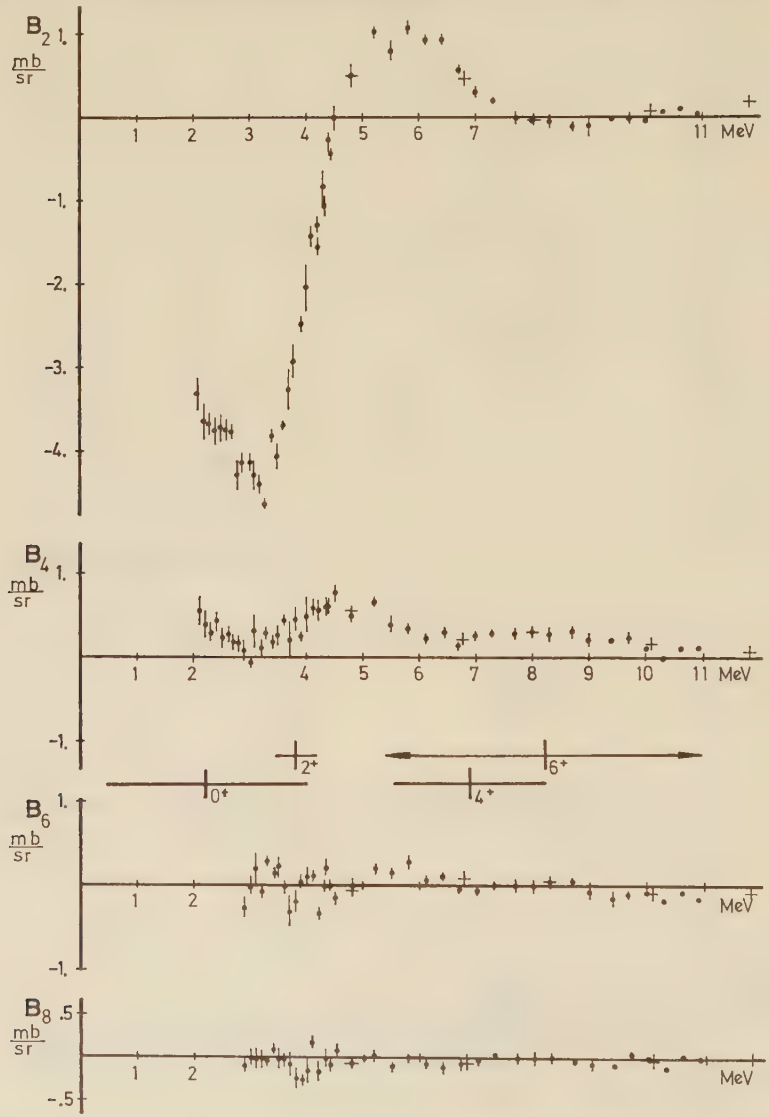

Fig. 5. Entwicklungskoeffizienten B_k des Produktes aus der Analysierstärke $A(\Theta)$ und des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$. Messungen von Burcham *et al.* [6]) sind als Kreuze eingetragen. Die eingezeichneten Niveaus entsprechen den Angaben von Fig. 1.

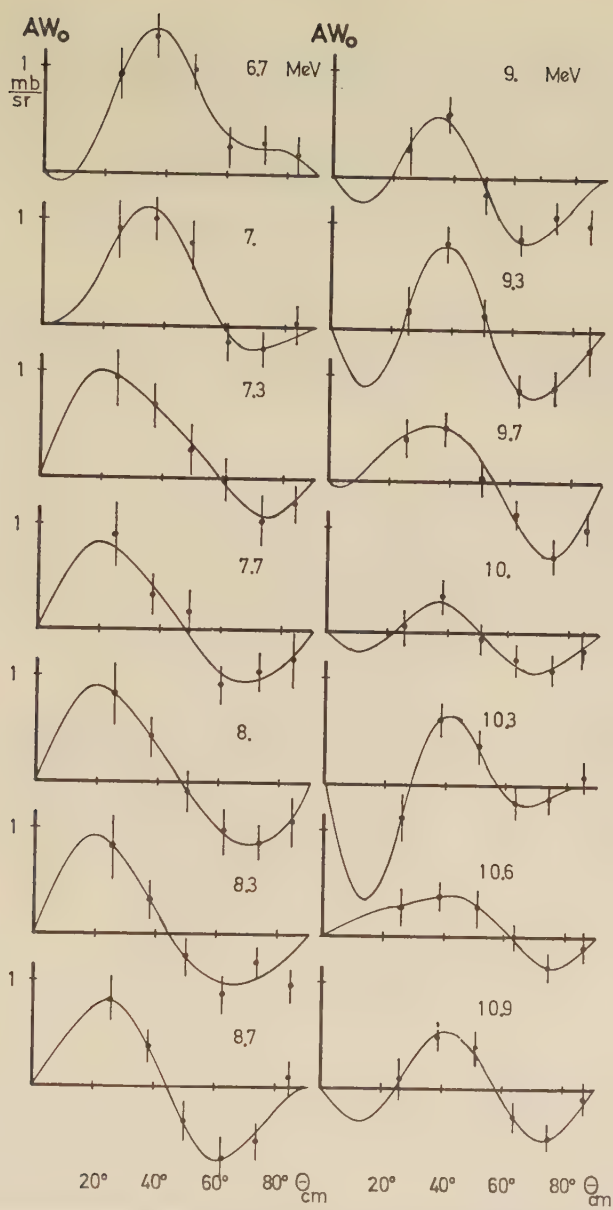

Fig. 6. Winkelverteilungen des Produktes aus der Analysierstärke $A(\Theta)$ und des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ für verschiedene Deuteronen-Einschußenergien. Die Kurven entsprechen berechneten Werten nach (3.6).

Die aus den Polarisationsmessungen gewonnenen Koeffizienten B_2, B_4, B_6 und B_8 zeigt Fig. 5. Aus ihr ist ersichtlich, daß B_6 und B_8 im wesentlichen Null sind und die größten Werte in B_2 erhalten werden. Die in Fig. 5 eingezeichnete Kreuze stammen

wieder aus einem Fit der Werte von Burcham *et al.* [6]), die gute Übereinstimmung mit den hier gewonnenen Ergebnissen zeigen. Ebenfalls eingetragen sind die in Kap. 4 zur Diskussion herangezogenen Niveaus von ^{8}Be entsprechend den Angaben aus Fig. 1.

Einige der gefitteten Winkelverteilungen für AW_0 sind in Fig. 6 dargestellt. Man sieht, daß die Meßpunkte sehr gut wiedergegeben werden.

Aus (3.5) und (3.6) ergibt sich für $A(\Theta)$

$$A(\Theta) = \sum_k B_k P_k^1 (\cos\Theta) / \sum_k A_k P_k (\cos\Theta) \; (k \text{ gerade}). \tag{3.8}$$

Die mit (3.8) und den Werten A_k, B_k aus den Figuren 4 und 5 berechneten Analysierstärken $A(\Theta)$ ergeben die in Fig. 2 eingezeichneten Kurven. Auch hier liegt eine gute Übereinstimmung mit den Meßpunkten vor.

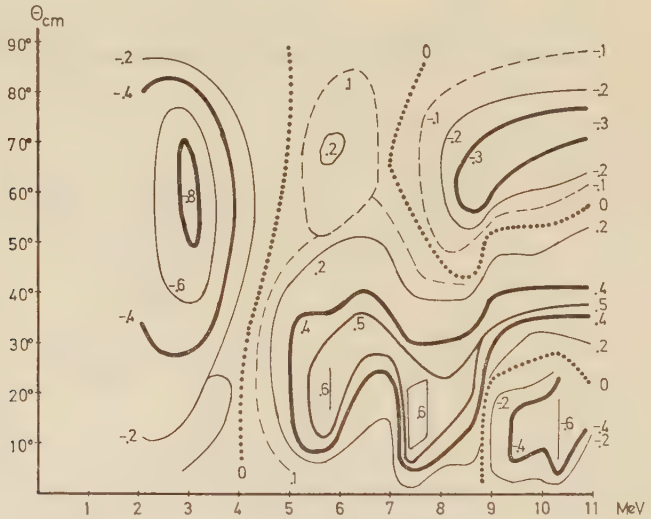

Fig. 7. Konturdiagramm für $A(\Theta_{c.m.}, E_d)$. Gleiche Analysierstärken sind durch Höhenlinien verbunden. Die Kurven entsprechen berechneten Werten nach (3.8).

Fig. 7 zeigt $A(\Theta, E)$ in der Form eines Konturdiagramms, in dem Werte gleicher Analysierstärken durch Höhenlinien verbunden sind. Man erhält es aus den Fitkurven von Fig. 2. Analysierstärken für Winkel $\Theta_{c.m.} = 90°$ bis $\Theta_{c.m.} = 180°$ sind durch das Konturdiagramm und die Beziehung $A(\Theta) = -A(180° - \Theta)$ gegeben.

Aus Fig. 7 ist zu ersehen, daß die Reaktion ^{6}Li(d, α)^{4}He unterhalb $E_d = 3.5$ MeV als Polarisationsmonitor für polarisierte Deuteronen geeignet ist. Bei diesen Energien besteht neben großer Analysierstärke auch ein hoher Wirkungsquerschnitt, der bei $E_d = 3.8$ MeV ein Maximum durchläuft (siehe Fig. 4; $\sigma_{tot} = 4\pi A_0$).

4. Diskussion

Von den in Fig. 5 dargestellten Entwicklungskoeffizienten B_k sind nur die Koeffizienten B_2 und B_4 wesentlich von Null verschieden. Aus dem Verschwinden der

Koeffizienten B_k mit $k \geqq 6$ lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

An der Reaktion sind im Eingangskanal Bahndrehimpulse mit höchstens $l = 0, 2, 4$ beteiligt. Bei kleinen Energien (etwa unterhalb $E_d = 4$ MeV) ist B_2 erheblich größer als B_4. Deshalb beeinflussen hier im wesentlichen nur Bahndrehimpulse $l = 0, 2$ die Reaktion. Für die Spins J der angeregten Niveaus läßt sich zunächst abschätzen, daß die Spins der interferierenden Niveaus die Ungleichung

$$|J - J'| \leqq 4 \tag{4.1}$$

erfüllen müssen.

Wegen $l \leqq 4$ und wegen des maximalen Kanalspins 2 im Eingangskanal kann J oder J' höchstens 6 sein. Daher kommen im untersuchten Energiebereich maximal nur 6^+-Niveaus in Betracht.

Das Maximum von B_2 bei etwa $E_d = 3$ MeV muß aus der Interferenz von zwei Niveaus herrühren, deren Spins sich höchstens um 2 unterscheiden. Dabei hat wegen des steilen Anstiegs von B_2 zwischen $E_d = 3.5$ und 4.5 MeV eines dieser Niveaus eine relativ geringe Breite. Qualitativ läßt sich deshalb sicher der Verlauf von B_2 zwischen $E_d = 3$ und 5 MeV durch die Existenz der in den unpolarisierten Messungen gefundenen Niveaus 0^+ bei etwa $E_d = 2.3$ MeV mit einer relativ großen Breite von 1.4 MeV und 2^+ bei $E_d = 3.8$ MeV mit einer relativ kleinen Breite von 0.27 MeV erklären.

Die in Fig. 1 eingezeichnete Niveaufolge zwischen $E_d = 1$ und 4 MeV steht somit qualitativ im Einklang mit den hier gefundenen Ergebnissen. Endgültige Aussagen kann nur ein neuer R-Matrix-Fit liefern.

Freeman und Mani [2]) haben in einem R-Matrix-Fit für unpolarisierte Messungen Niveauparameter für die Niveaus bis $E_d = 4$ MeV errechnet. Fig. 5 ihrer Arbeit zeigt

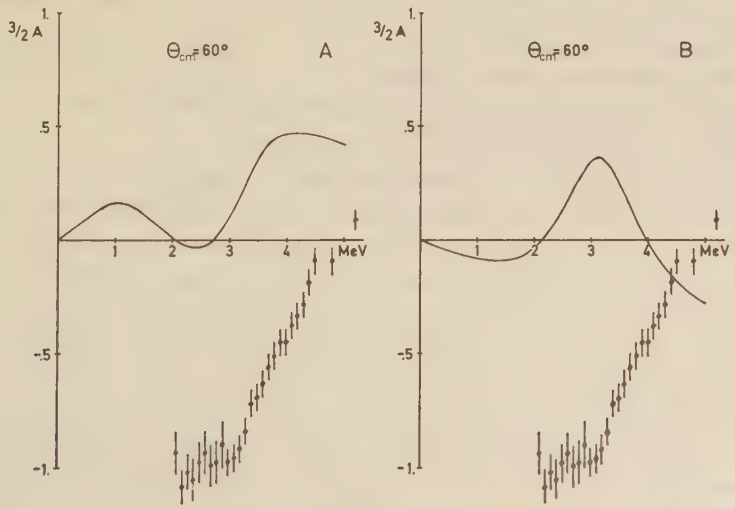

Fig. 8. Vergleich der gemessenen Analysierstärke $A(\Theta)$ mit theoretischen Vorhersagen aus Ref. [2]) bei $\Theta_{c.m.} = 60°$.

die aus diesen Daten berechneten Analysierstärken für vektorpolarisierte Deuteronen für zwei verschiedene Vorzeichenkombinationen der reduzierten Breiten, die den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt nicht ändern (Fall A und B). Die durch Gl. (3.1) definierte Analysatorenstärke für vektorpolarisierte Deuteronen $A(\Theta)$ hängt mit den in [2]) benutzten Ausdrücken zusammen durch

$$(\rho_{11}/\rho_{00})_{\varphi=0} = \tfrac{3}{2} A(\Theta). \tag{4.2}$$

Fig. 8 zeigt die Voraussagen von [2]) zusammen mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten.

Weder für den Fall A noch für den Fall B kann eine Übereinstimmung festgestellt werden.

Zusammen mit den Bemerkungen zu Beginn dieses Kapitels läßt dies den Schluß zu, daß oberhalb der ^{6}Li+d-Schwelle die Niveaufolge von Fig. 1 und deren ungefähre Lage richtig zu sein scheint. Die diesen Niveaus zugeordneten Niveauparameter erklären aber die gemessenen Polarisationseffekte nicht.

Literatur

1) T. Lauritzen und F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **78** (1966) 1
2) R. M. Freeman und G. S. Mani, Proc. Phys. Soc. **85** (1965) 267
3) G. R. Plattner, T. B. Clegg und L. G. Keller, Nucl. Phys. **A111** (1968) 481
4) K. Kilian, G. Clausnitzer, W. Dürr, D. Fick und H. M. Hofmann, Verhandl. DPG (VI) **3** (1968) 326
5) G. R. Plattner, E. Baumgartner, S. E. Darden, H. Meiner und F. Seiler, Helv. Phys. Acta **40** (1967) 465
6) W. E. Burcham, J. A. R. Griffith, O. Korban, G. S. Mani und S. Roman, in Veröffentlichung
7) G. Clausnitzer, W. Dürr, G. Graw, E. Salzborn, H. Wilsch und J. Witte, Proc. 2nd Int. Symp. on polarization phenomena on nucleons, Karlsruhe (1965) p. 79;
G. Clausnitzer, Symp. on recent progress in nuclear physics with tandems, Heidelberg (1966)
8) H. Wilsch, Dissertation, Erlangen (1968);
G. Craw, Dissertation, Erlangen (1968);
G. Hartmann, Dissertation, Erlangen (1968)
9) G. Clausnitzer, R. Fleischmann und H. Wilsch, Phys. Lett. **25B** (1967) 466
10) G. Schürger, Diplomarbeit, Erlangen (1968)
11) K. Dünn und D. Fick, Z. Phys. **199** (1967) 309
12) G. J. Clark, D. J. Sullivan und P. B. Treacy, Nucl. Phys. **A98** (1967) 473
13) Jahnke-Emde-Lösch, Tafeln höherer Funktionen (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1966)

2.G

Nuclear Physics **A122** (1968) 153—164; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

UNTERSUCHUNG DER j-ABHÄNGIGKEIT DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE DER REAKTIONEN ^{6}Li(d, p$_0$) UND ^{6}Li(d, p$_1$) MIT REIN VEKTORPOLARISIERTEN DEUTERONEN DER ENERGIE 2.1-10.9 MeV

W. DÜRR, G. CLAUSNITZER, D. FICK, R. FLEISCHMANN,
H. M. HOFMANN und K. KILIAN

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Eingegangen am 20. August 1968

Abstract: In the case of the ^{6}Li(d, p)^{7}Li reaction, where no j-dependence had been seen in the polarized angular distributions of the protons, one can see pronounced differences in the angular distributions of the vector-analysing power of the two possible $l_n = 1$ transitions to the ground state and first excited state of ^{7}Li.

In order to extract j-values from the angular distributions of the vector-analysing power, compound nucleus effects must be discussed. Only the transition to the first excited state of ^{7}Li seems to be free of compound nucleus effects at forward angles. Therefore, one can use in this case the angular distribution of the vector-analysing power to get j-values.

E | NUCLEAR REACTIONS ^{6}Li(d, p), (polarized-d, p), $E = 2.1$-10.9 MeV; measured $\sigma(E; E_p, \theta)$, vector-polarization analysing power $A(E; E_p, \theta)$. Enriched target.

1. Einleitung

Strippingreaktionen sind in der Kernspektroskopie ein wichtiges Hilfsmittel, da die Protonenwinkelverteilungen des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes bei Vorwärtswinkeln auf Grund einfacher Theorien [1]) eine Bestimmung des Bahndrehimpulses l_n des eingefangenen Neutrons ermöglichen. Messungen früherer Jahre beschränkten sich daher nur auf Vorwärtswinkel. Nach Ermittlung des Bahndrehimpulses l ergeben sich wegen des Nukleonenspins für den Gesamtdrehimpulsübertrag j des eingefangenen Neutrons zwei Möglichkeiten: $j = l_n \pm \frac{1}{2}$.

Durch DWBA-Rechnungen ist eine theoretische Behandlung von Strippingprozessen über den gesamten Winkelbereich möglich, womit sich das Interesse auch den Winkelverteilungen bei Rückwärtswinkeln zuwandte.

Lee und Schiffer [2]) fanden bei Strippingreaktionen empirisch eine systematische j-Abhängigkeit der Winkelverteilungen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes bei festem l. Dies ermöglicht eine Bestimmung von j bei gegebenem Bahndrehimpuls l. Jedoch kann dieser Effekt durch DWBA-Rechnungen selbst mit Spin-Bahn-Termen bis jetzt nicht vollständig geklärt werden [3]). Da die j-abhängigen Effekte in der Winkelverteilung stets entfernt vom Strippingmaximum auftreten, muß

außerdem mit einer Beeinflußung der Winkelverteilungen durch Compoundkernbildung gerechnet werden.

Eine weitere Möglichkeit der j-Bestimmung besteht in der Messung der Polarisation des auslaufenden Nukleons [4]). Diese Experimente können jedoch wegen experimenteller Schwierigkeiten nur in wenigen Fällen durchgeführt werden. Die Messung der Winkelverteilungen der Analysierstärke[5]) $A(\Theta)$ in der Gegend des Strippingmaximums für vektorpolarisierte Deuteronen im Eingangskanal ist zur Zeit die geeignetste Methode der j-Bestimmung [6,17]). Erstmals vorgeschlagen und experimentell geprüft wurde diese Methode von Yule und Haeberli [7]) an einer Reihe von Übergängen mit Bahndrehimpulsen $l_n = 1, 2, 3$ und verschiedenem j bei mittelschweren Spin-Null-Kernen.

Fig. 1 in Ref. [7]) zeigt eine für $l_n = 1$ Übergänge typische Winkelverteilung der Analysierstärke $A(\Theta)$ für die Fälle $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$. (Die dort gezeigten Kurven stellen eine DWBA-Rechnung für ^{40}Ca(d, p) bei 7.0 MeV E_d dar.) Aus ihr ist deutlich das entgegengesetzte „Vorzeichenverhalten" der Analysierstärke $A(\Theta)$ für $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$ zu sehen: die Steigung von $A(\Theta)$ für den $j = \frac{1}{2}$ Übergang ist negativ, für den $j = \frac{3}{2}$ Übergang positiv und umgekehrt, Maxima (Minima) der Analysierstärke für den einen Übergang entsprechen Minima (Maxima) des anderen Überganges. Weiter ist zu sehen, daß die Analysierstärke im Fall $j = \frac{1}{2}$ größere Werte erreicht als für $j = \frac{3}{2}$. Der Verlauf der Analysierstärke $A(\Theta)$ ist bei festem l_n im wesentlichen durch j bestimmt. In der Gegend des Strippingmaximums hängt der Verlauf von $A(\Theta)$ wenig vom Spin-Bahn-Potential im Deuteronenkanal ab und ändert sich nur langsam mit der Einschußenergie, der Targetmasse und der Anregungsenergie des Endkernes [8]). Da hier die j-abhängigen Effekte der Analysierstärke in der Umgebung des Strippingmaximums benutzt werden, wird dieser Tatbestand durch Compoundkernbildung sicherlich viel weniger beeinflußt als bei der Methode von Lee und Schiffer.

In einer kürzlich erschienen Arbeit untersuchten Schiffer *et al.* [9]) verschiedene (d, p)-Reaktionen in der 1p Schale. In dieser Region haben fast alle Targetkerne (außer ^{12}C) Spin ungleich Null, so daß die $l_n = 1$ Übergänge im allgemeinen ein Gemisch aus $\Delta j = \frac{1}{2}$ und $\Delta j = \frac{3}{2}$ Übergängen darstellen ($\Delta j = j_{\text{Endkern}} - j_{\text{Targetkern}}$).

Schalenmodellrechnungen von Cohen und Kurath [10]) ergeben, daß bei den meisten Übergängen, bei denen Mischungen aus $\Delta j = \frac{1}{2}$ und $\Delta j = \frac{3}{2}$ auftreten können, eine der Komponenten stark überwiegt [siehe Tafel V in Ref. [9])]. Die experimentellen Ergebnisse von Schiffer *et al.* zeigen für diese fast reinen Übergänge eine j-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei Rückwärtswinkeln, wie sie von reinenen Übergängen erwartet werden. Eine Ausnahme hierin bilden die (d, p) Reaktionen mit Lithiumtargets. Schiffer *et al.* vermuten, daß durch Austauschterme, die in DWBA-Rechnungen vernachlässigt sind, die Winkelverteilungen vor allem bei Rückwärtswinkeln verschmiert werden. Zusätzlich kann die Winkelverteilung bei Rückwärtswinkeln durch Compoundkernbilding beeinflußt werden.

Durch eine Untersuchung der ^{6}Li(d, p_0)- und ^{6}Li(d, p_1)-Reaktionen mit vektorpolarisierten Deuteronen sollten folgende Fragen geklärt werden:

(i) Zeigen leichte Kerne eine j-Abhängigkeit der Analysierstärke (Messung von Winkelverteilungen)?

(ii) Sind die gefundenen Effekte unabhängig von der Energie? Lassen sich resonanzartige Maxima finden, die auf Compoundkernbildung schließen lassen (Messung von Anregungsfunktionen)?

(iii) Können die Meßergebnisse mit den Schalenmodellrechnungen von Cohen und Kurath in Einklang gebracht werden, die für den p_0 Übergang einen $\Delta j = \frac{3}{2}$ Anteil von 60 %, für den p_1 Übergang einen $\Delta j = \frac{3}{2}$ Anteil von 96 % errechneten?

Die Durchführung der Experimente und die Ergebnisse sind in Kap. 2, eine Diskussion der Experimente in Kap. 3 enthalten. Eine kurze Zusammenfassung der Messungen und der Ergebnisse wurde bereits in Ref. [11]) veröffentlicht.

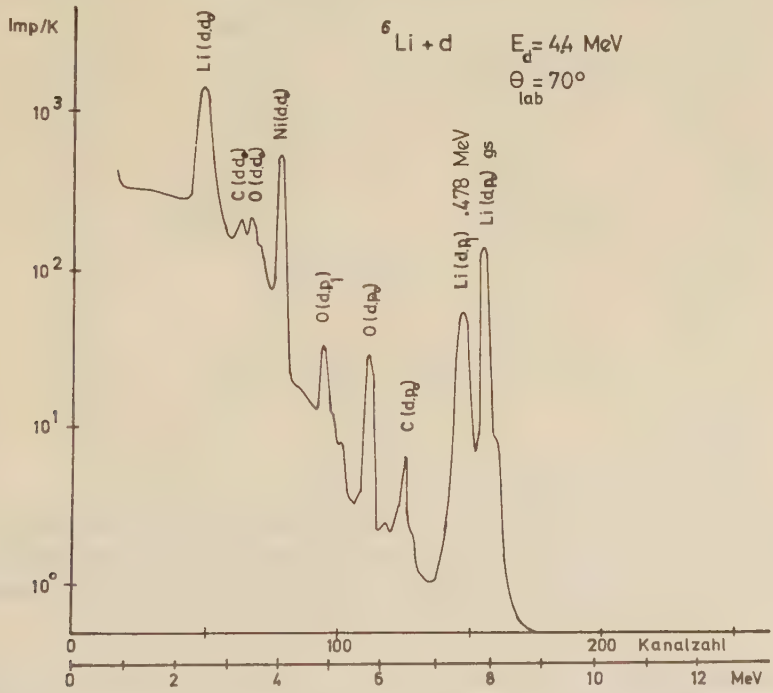

Fig. 1. Ein typisches Spektrum der Reaktion ^{6}Li+d bei $E_d = 4.4$ MeV und $\Theta_{lab} = 70°$.

2. Experimenteller Aufbau, Durchführung der Messungen, Ergebnisse

Die Messungen wurden gleichzeitig mit den von Dürr *et al.* [12]) beschriebenen Messungen der ^{6}Li(d, α)^{4}He Reaktion durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist dort in Kap. 2 beschrieben.

Untersucht wurden in diesem Experiment die ^{6}Li(d, p) Reaktionen zum Grundzustand (p_0) von ^{7}Li($\frac{3}{2}^-$) (Q = 5.028 MeV) und zum ersten angeregten Zustand

(p_1) von $^7Li(\frac{1}{2}^-)$, der um 478 keV über dem Grundzustand liegt. Beide Kanäle sind $l_n = 1$ Übergänge [13]). Der Q-Wert ist genügend hoch, so daß im untersuchten Energie-und Winkelbereich die Protonen p_0 und p_1 stets energetisch von anderen deuteroneninduzierten Reaktionskanälen separiert liegen.

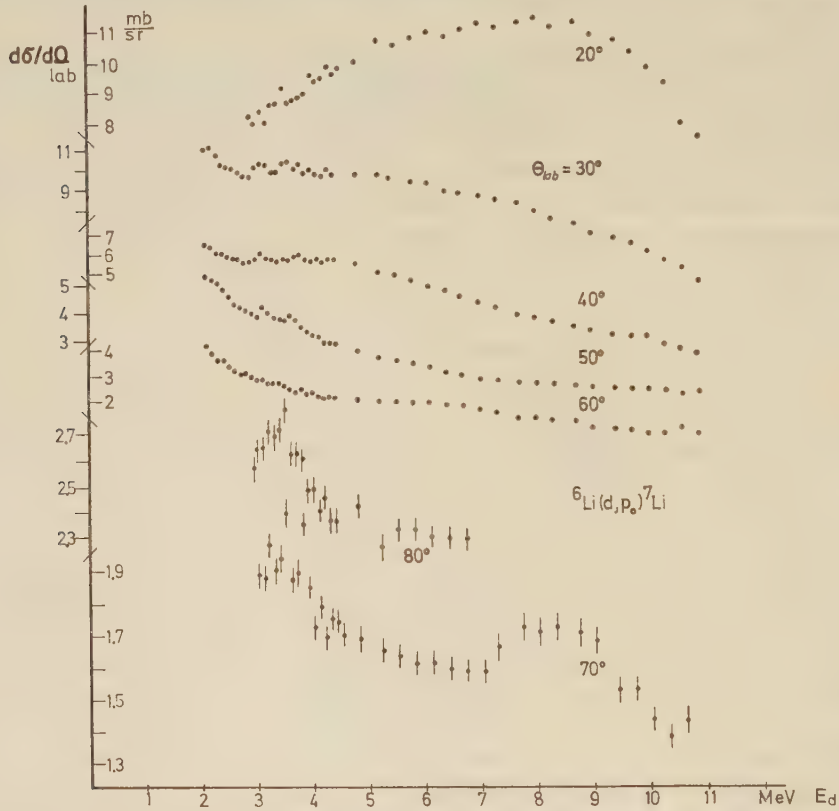

Fig. 2. Die gemessenen Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ der Reaktion $^6Li(d, p_0)^7Li$ für sieben Laborwinkel. Die eingetragenen Punkte und Fehler enthalten nur den statistischen Fehler. Linearer Maßstab.

Fig. 1 zeigt ein typisches Spektrum bei $E_d = 4.4$ MeV, $\Theta_{lab} = 70°$. Die Protonenlinien waren jeweils durch 6–8 Kanäle belegt. Ein störender Einfluß der Protonen der Reaktonen $^{58,60}Ni(d, p)$ wurde nicht festgestellt. Die Wahl der Grenzen für die Integration der Linien von p_0 und p_1 ist wegen des geringen Untergrundes nicht kritisch. Zur Aufintegration der einzelnen Linien wurden stets gleich viele Kanäle herangezogen, die durch geeignete Einstellung der Elektronik auch bei verschiedenen Messungen beibehalten werden konnte.

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion bei Benutzung rein vektor-polarisierter Deuteronen läßt sich schreiben als [5])

$$W(\theta, \varphi) = W_0(\Theta)(1 + \tfrac{3}{2}A(\Theta)P\cos\varphi). \tag{2.1}$$

Dabei ist $W_0(\Theta)$ der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt, P die Vektorpolarisation der einlaufenden Deuteronen, $A(\Theta)$ die Analysierstärke der jeweiligen Reaktion und φ der Winkel zwischen der Streunormalen (entsprechend der Baseler Konvention) und der Polarisationsrichtung der Deuteronen.

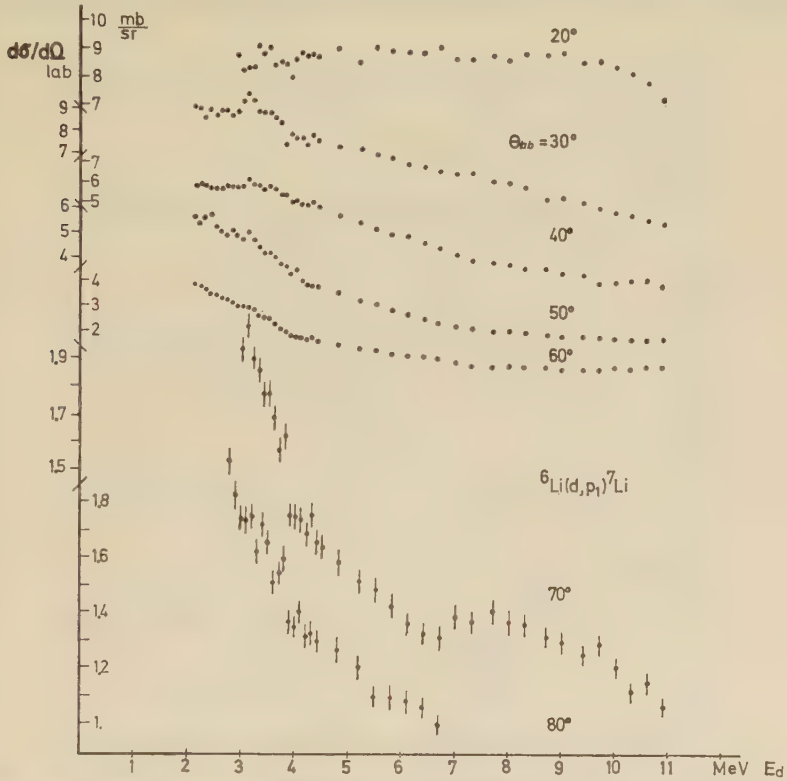

Fig. 3. Die gemessenen Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ der Reaktion ^{6}Li(d, p_0)^{7}Li für sieben Laborwinkel. Die eingetragenen Punkte und Fehler enthalten nur den statistischen Fehler. Linearer Maßstab.

Aus ionenoptischen Gründen konnte zur Zeit der Messungen nur eine der beiden Polarisationsrichtungen eingestellt werden. Deshalb wurde die Meßgröße $\varepsilon = (\frac{3}{2})AP$ aus den normierten Zählraten der Zähler links $N_L(\varphi = 0°)$ und rechts $N_R(\varphi = 180°)$ bestimmt. Zur Normierung der Zähler rechts und links wurde mit unpolarisiertem Strahl (erzeugt durch Ausschalten des HF Übergangs an der Ionenquelle) das Anzeigeverhältnis:

$$r = N_{0L}(\Theta)/N_{0R}(\Theta) \tag{2.2}$$

bestimmt.

Dann ergibt sich ε zu

$$\varepsilon = \tfrac{3}{2}AP = (N_L - N_R r)/(N_L + N_R r). \tag{2.3}$$

Durch Bestimmung von N_{0L} und N_{0R} bestehen zwei zusätzliche Möglichkeiten zur Bestimmung von ε

$$\varepsilon = (N_L - N_{0L})/N_{0L} = -(N_R - N_{0R})/N_{0R}, \tag{2.4}$$

ε kann also auf drei verschiedene Arten ermittelt werden. Um diese Möglichkeiten

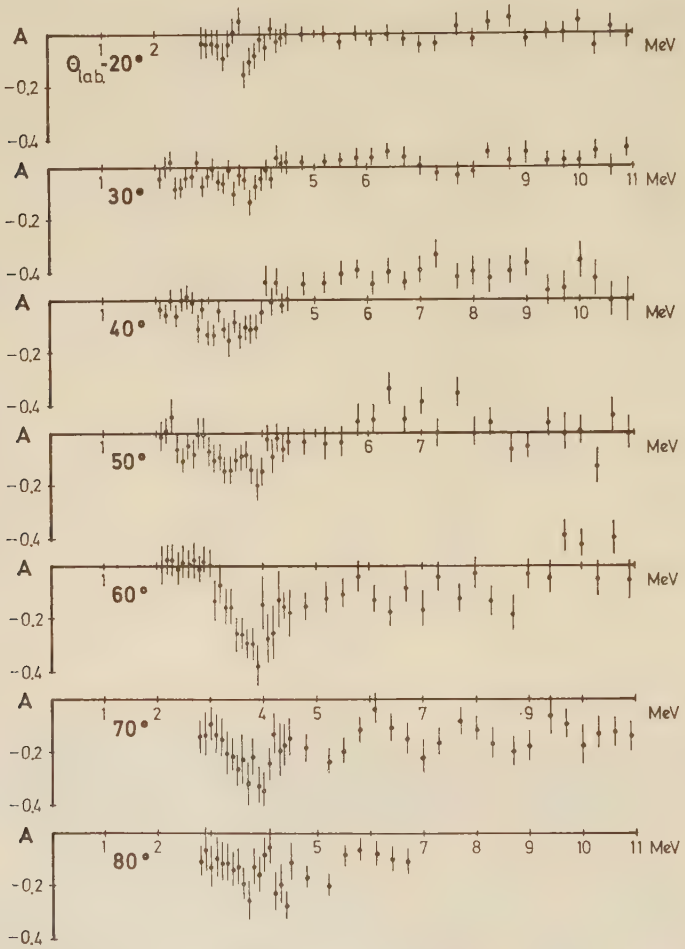

Fig. 4. Die gemessenen Anregungsfunktionen der Analysierstärken $A(\Theta)$ der Reaktion $^6Li(d,p_0)^7Li$ für sieben Laborwinkel. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische.

auszunutzen, wurde bei jeder Messung N_{0L} und N_{0R} mit gleich guter Statistik wie N_L und N_R gemessen.

Die Wahl der Energieschritte war durch Überlegungen bei der $^6Li(d, \alpha)^4He$ Reaktion bestimmt [12]).

Fig. 2 (p_0) und Fig. 3 (p_1) zeigen die Anregungsfunktionen des unpolarisierten

Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ für sieben Laborwinkel. Die Durchmesser der Punkte, sowie die Fehlerbalken sind mittlere statistische Fehler. Unpolarisierte Messungen lagen bis zu einer Energie von 5.2 MeV bereits vor [14,15]). Sie konnten bis zu einer Energie von E_d = 10.9 MeV ergänzt werden. Die bekannten Messungen [15]) wurden zur Anpassung der Wirkungsquerschnitte benutzt.

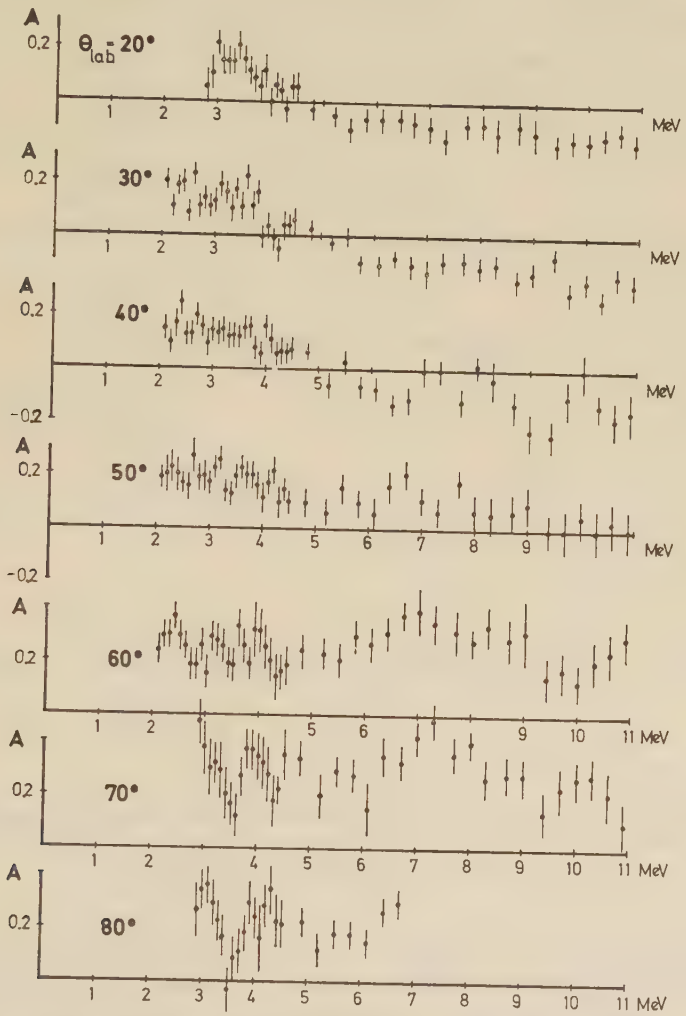

Fig. 5. Die gemessenen Anregungsfunktionen der Analysierstärken $A(\Theta)$ der Reaktion ^{6}Li(d, p_1)^{7}Li für sieben Laborwinkel. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische.

Fig. 4 (p_0) und Fig. 5 (p_1) zeigen die Anregungsfunktionen der Analysierstärke $A(\Theta)$ ebenfalls bei sieben Laborwinkeln. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische Fehler.

Die Winkelverteilungen der Analysierstärke $A(\Theta)$ bei 27 Energien (ausgewählt aus 44 Energien) zeigt Fig. 6. In dieser Figur sind die Winkelverteilungen für p_0 und p_1 gemeinsam eingetragen und die Meßpunkte jeweils durch Sichtlinien verbunden. Die gestrichelten Linien gehören zu p_0, die punktierten zu p_1.

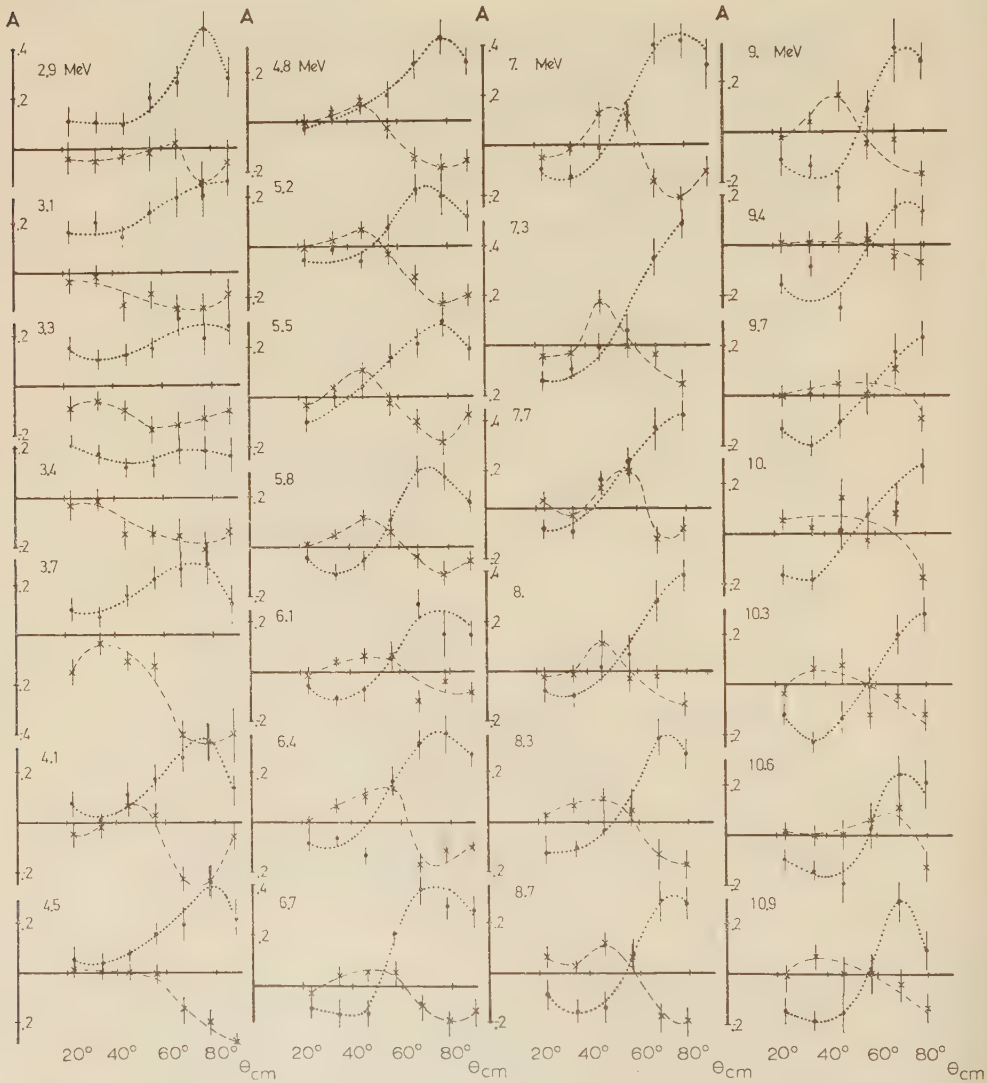

Fig. 6. Die gemessenen Winkelverteilungen der Analysierstärken der Reaktionen $^6Li(d, p_0)^7Li$ und $^6Li(d, p_1)^7Li$ für verschiedene Deuteronen-Einschußenergien. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische. Die jeweiligen Meßpunkte sind durch Sichtlinien verbunden. Die gestrichelten Linien verbinden Meßpunkte der Reaktion $^6Li(d, p_0)^7Li$.

3. Diskussion

3.1. UNPOLARISIERTER WIRKUNGSQUERSCHNITT $W_0(\Theta)$

Die Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes (Fig. 2 und 3) zeigen als auffälliges Merkmal bei $\Theta = 20°$ und $\Theta = 30°$ für den Grundzustandsübergang ein breites Maximum zwischen $E_d = 3.5$ und 10.9 MeV. Auch bei anderen Winkeln ist es leicht angedeutet. Der besseren Anschaulichkeit wegen sind in

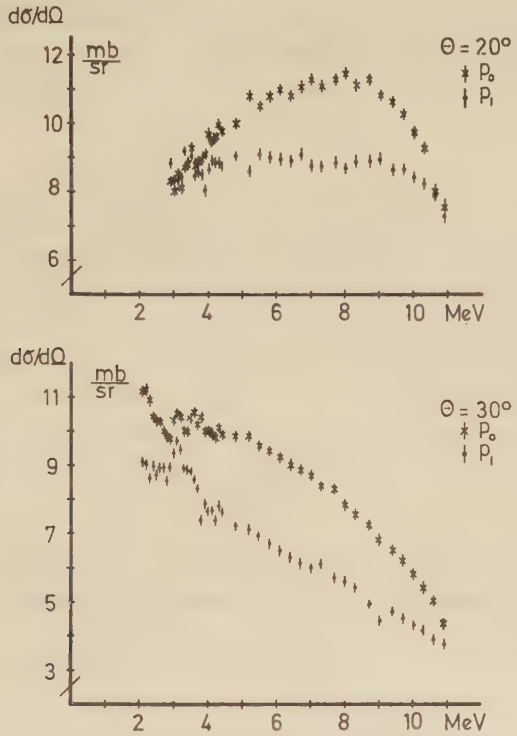

Fig. 7. Die Anregungsfunktionen des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ der Reaktionen ^{6}Li(d, p_0)^{7}Li und ^{6}Li(d, p_1)^{7}Li für die Streuwinkel $\Theta = 20°$ und $\Theta = 30°$ gemeinsam aufgetragen. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische.

Fig. 7 die Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes $W_0(\Theta)$ beider Übergänge für die Streuwinkel $\Theta = 20°$ und $\Theta = 30°$ gemeinsam dargestellt. Wie daraus klar zu ersehen ist, tritt das Maximum bei den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes der Protonen aus dem ersten angeregten Zustand nicht auf. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, daß ein Teil der Reaktion (d, p_0) über den Compoundkern ^{8}Be verläuft. Unter Annahme der Compoundkernbildung könnte es sich um ein Niveau mit geradem Spin und negativer Parität oder ungeradem Spin und positiver Parität handeln. Wegen des verschiedenen Spins des Grund- und ersten angeregten Zustandes wäre der dadurch minimal auftretende

Bahndrehimpuls im Übergang zum Grundzustand um zwei kleiner als zum ersten angeregten Zustand. Eine Zuordnung dieses Niveaus zu $J^\pi = 4^-$, 6^- oder 5^+, 7^+ könnte das Ausbleiben des Maximums in der Anregungsfunktion des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes für den ersten angeregten Zustand wegen der größeren Bahndrehimpulsbarriere erklären. Eine Untersuchung der Winkelverteilungen bei Rückwärtswinkeln kann die Unsicherheit in der Niveaubestimmung klären.

Aus Fig. 2 (p_0) und Fig. 3 (p_1) ist weiter zu sehen, daß Anomalien im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt sicher bei Energien unter 5 MeV für alle Streuwinkel auftreten, die auf Compoundeffekte zurückzuführen sind.

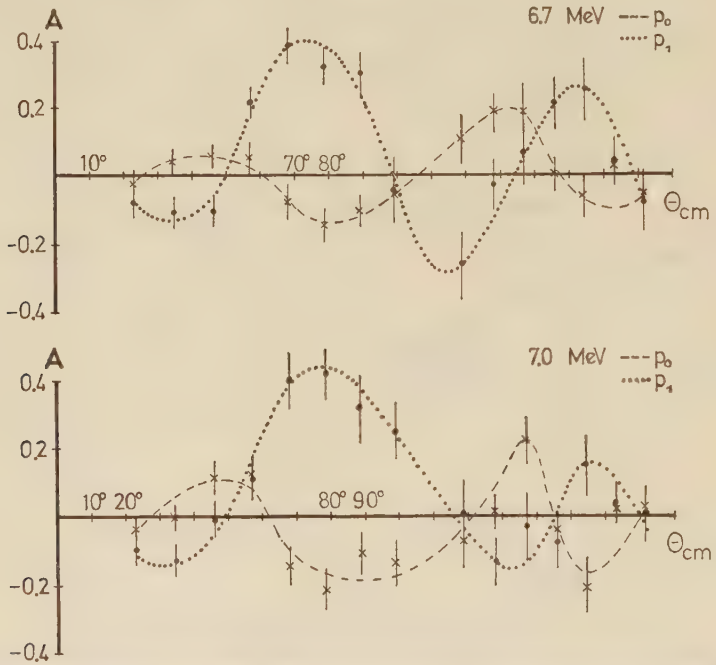

Fig. 8. Die gemessenen Winkelverteilungen der Analysierstärke $A(\Theta)$ der Reaktionen $^6Li(d, p_0)^7Li$ und $^6Li(d, p_1)^7Li$ über den gesammten Winkelbereich für zwei Energien 6.7 MeV und 7.0 MeV. Die eingetragenen Fehler sind nur statistische.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß auf Grund der Anregungsfunktionen des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes nur der Übergang zum ersten angeregten Zustand und dieser nur oberhalb 5 MeV durch Compoundkernbildung nicht beeinflußt zu sein scheint.

3.2. ANALYSIERSTÄRKEN $A(\Theta)$

Die Winkelverteilungen der Analysierstärken $A(\Theta)$ für Vorwärtswinkel (Fig. 6) zeigen für alle Energien einen deutlichen Unterschied beider Übergänge p_0 und p_1. Dabei zeigt die Analysierstärke $A(\Theta)$ für p_0 und p_1 fast durchweg entgegengesetztes

Verhalten in den Steigungen und den Analysierstärken, deutlich zu sehen bei Winkeln größer als $\Theta = 50°$. Fig. 8 stellt Messungen der vollen Winkelverteilungen für $A(\Theta)$ bei 6.7 und 7.0 MeV E_d dar, die das entgegengesetzte Vorzeichenverhalten über den ganzen Winkelbereich verdeutlichen. Weiterhin ist aus Fig. 6 zu ersehen, daß über den gesamten Energiebereich die Analysierstärken für den p_1 Übergang stets größer sind sind als für den Grundzustandsübergang. Die größten Werte innerhalb der einzelnen Winkelverteilungen werden bei $\Theta = 70°$ und $\Theta = 80°$ erreicht. Wenn die gemessenen Winkelverteilungen nicht von der Einschußenergie abhängen, kann man auf die an der Reaktion beteiligten Änderungen des Drehimpulses Δj schließen. Dies trifft für den p_1 Übergang ab etwa 5 MeV zu, jedoch nicht für den p_0 Übergang (Fig. 6), was möglicherweise durch die in Kap. 3.1 diskutierten Compoundkerneinflüsse bewirkt wird.

Die Anregungsfunktionen der Analysierstärken $A(\Theta)$ beider Übergänge geben weitere Information. $A(\Theta)$ wird – nach Fig. 5 – ab $E_d = 5$ MeV unabhängig von der Einschußenergie innerhalb des statistischen Fehlers.

Bei größeren Streuwinkeln machen sich Compoundkerneinflüsse bemerkbar, was bedeutet, daß in den Winkelverteilungen von $A(\Theta)$ für den p_1 Übergang das Minimum bei etwa $\Theta = 30°$ ziemlich sicher unbeeinflußt von Compoundkernbildung ist, während bei dem Maximum bei etwa $\Theta = 70°$ Compoundeffekte nicht auszuschließen sind.

Für den p_0 Übergang (Fig. 4) zeigen die Anregungsfunktionen der Analysierstärke $A(\Theta)$, für $\Theta = 70°$ und $\Theta = 80°$ ebenfalls ziemliche Struktur. Bei den kleinen Winkeln sind Effekte wahrscheinlich deswegen nicht zu sehen, da hier $A(\Theta)$ im wesentlichen Null ist.

In beiden Anregungsfunktionen (Fig. 4 und 5) ist oberhalb $\Theta = 60°$ deutlich bei $E_d = 3.8$ MeV der Einfluß des 2^+ Niveaus in ^{8}Be (bei 25.2 MeV) zu sehen.

3.3. SPEKTROSKOPISCHE INFORMATION

Nach der Diskussion unter Kap. 3.1 und 3.2 ist klar, daß im gemessenen Energiebereich von 2.1–10.9 MeV auf Grund der Störungen durch Compoundkerneffekte nur sehr schwer spektroskopische Informationen aus den Winkelverteilungen zu erhalten sind. Am besten scheint dies noch bei dem p_1 Übergang oberhalb 5 MeV möglich zu sein. Ein Vergleich mit Fig. 1 in Ref. [7]) zeigt, daß es sich hier wahrscheinlich im wesentlichen um einen reinen $\Delta j = \frac{3}{2}$ Übergang handelt.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Baxter *et al.* [16]) $A(\Theta)$ bei 12 MeV am Übergang ^{9}Be(d, p_0)^{10}Be gemessen. Dieser Übergang ist aus Drehimpulsgründen ein reiner $\Delta j = \frac{3}{2}^-$ Übergang. Ein Vergleich dieser Messungen mit den hier vorliegenden und mit den in Fig. 1 von Ref. [7]) zeigt, daß das Minimum zwischen $\Theta = 30°$ und 40° im Fall ^{9}Be viel tiefer liegt ($A(\Theta) = -0.45$) als im Fall von ^{6}Li ($A(\Theta) = -0.2$) und als im Fall der Rechnungen und Messungen von Yule und Haeberli ($A(\Theta) = 0.2$ bis 0.3). Das läßt entweder den Schluß zu, daß die j-Abhängigkeit der Analysierstärke $A(\Theta)$ doch von der Massenzahl des Targetkerns abhängt, oder daß der ^{6}Li(d, p_1) Übergang kein reiner $\Delta j = \frac{3}{2}$ Übergang ist.

Der Grundzustandsübergang sollte nach [10]) eine Überlagerung von $\Delta j = \frac{1}{2}$ und $\Delta j = \frac{3}{2}$ sein. In einer DWBA-Rechnung läßt sich das Produkt aus unpolarisiertem Wirkungsquerschnitt $W_0(\Theta)$ und Analysierstärke $A(\Theta)$ als Summe (ohne Interferenz) über die an der Reaktion beteiligten Δj schreiben [Ref. [17]), dort Gl. (73)]

$$W_0 A = (W_0 A)_{\Delta j = \frac{1}{2}} + (W_0 A)_{\Delta j = \frac{3}{2}}. \tag{3.1}$$

Nun zeigen DWBA-Rechnungen, daß der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt $W_0(\Theta)$ in der Umgebung des Strippingmaximums im wesentlichen unabhängig von Δj ist [18]), d.h. in der Umgebung des Strippingmaximums gilt für die Analysierstärke in guter Näherung

$$A = A_{\Delta j = \frac{1}{2}} + A_{\Delta j = \frac{3}{2}}. \tag{3.2}$$

Fig. 7 zeigt, daß bei den höchsten in diesem Experiment untersuchten Energien (10.6 und 10.9 MeV) der Einfluß des in Kap. 3.1 postulierten Niveaus in ^{8}Be verschwunden sein sollte. Deshalb kann mit einiger Sicherheit angenommen werden, daß bei diesen beiden Energien Compoundeffekte in der Nähe des Strippingmaximums für den p_0 Übergang im wesentlichen zu vernachlässigen sind und daher aus $A(\Theta)$ qualitative Aussagen über die an der Reaktion beteiligten Δj gemacht werden können. Im Bereich von $\Theta = 20°$ und $\Theta = 30°$ sind bei diesen Energien die Analysierstärken im wesentlichen Null (Fig. 6).

Eine Auswertung entsprechend (3.2) mit den Werten aus Fig. 1 in Ref. [7]) ergibt für $\Delta j = \frac{1}{2}$ eine Wahrscheinlichkeit von 30 % und für $\Delta j = \frac{3}{2}$ eine Wahrscheinlichkeit von 70 %. Dies würde in relativ guter Übereinstimmung mit den Rechnungen von Cohen und Kurath [10]) sein.

Literatur

1) S. T. Butler, Proc. Roy. Soc. **A208** (1951) 559
2) L. L. Lee, Jr., J. P. Schiffer und D. S. Gemell, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 496
3) J. P. Schiffer, in Proc. Conf. on bases for nuclear spin-parity assignments, Gatlinburg, Tennessee (1965) p. 384
4) H. C. Newns, Proc. Phys. Soc. **A66** (1953) 477
5) K. Dünn and D. Fick, Z. Phys. **199** (1967) 756
6) G. R. Satchler, Nucl. Phys. **6** (1958) 543
7) T. J. Yule und W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 756
8) G. R. Satchler, private communication, quoted in Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 756
9) J. P. Schiffer, G. C. Morrison, R. H. Siemmsen und B. Zeidmann, Phys. Rev. **164** (1967) 1274
10) S. Cohen und D. Kurath, Nucl. Phys. **73** (1965) 1, **A101** (1967) 1
11) D. Fick, G. Clausnitzer, W. Dürr, R. Fleischmann, H. M. Hofmann und K. Kilian, Phys. Lett. **27B** (1968) 366
12) W. Dürr, G. Clausnitzer, D. Fick, R. Fleischmann, H. M. Hofmann und K. Kilian, in Veröffentlichung
13) T. Lauritzen und F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **78** (1966) 1
14) M. Birk, G. Goldring, P. Hillmann und R. Morch, Nucl. Phys. **41** (1963) 58
15) V. Meyer, W. Pfeiffer und H. H. Staub, Helv. Phys. Acta **36** (1963) 465
16) A. M. Baxter, J. A. R. Griffith und S. Roman, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1114
17) G. R. Satchler, Nucl. Phys. **55** (1964) 1
18) J. P. Schiffer, Recent progress in nuclear physics with tandems, Heidelberg (1966)

Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann danke ich für die Überlassung dieser Arbeit und sein stetes förderndes Interesse an ihrem Fortgang.
Besonders danke ich Herrn Dr. D. Fick für seine sorgfältige Anleitung und für viele wertvolle Diskussionen und Ratschläge.
Die Arbeit wurde mit der Quelle für polarisierte Teilchen unter Priv. - Doz. Dr. G. Clausnitzer durchgeführt. Allen Mitgliedern dieser Gruppe danke ich für ihre kameradschaftliche Hilfsbereitschaft.

Lebenslauf:

Walter Herbert D ü r r

geb. am	7. März 1939
in	Nürnberg
Eltern	Werkmeister Joseph Dürr und Ehefrau Erna, geb. Monegel
Familienstand	verheiratet seit dem 28. Juli 1966 mit Fräulein Gisela Weiser
Schulen	1945 - 1949 Volksschule Nürnberg 1949 - 1959 Oberrealschule in Nürnberg
Studium	1959 - 1965 Studium der Physik an der Universität Erlangen - Nürnberg
Prüfungen	2. 5. 1962 Diplom - Vorprüfung in Physik 9.11. 1965 Diplom - Hauptprüfung in Physik
Stellungen	15.11.1965 - 30. 6. 1968 wissenschaftliche Hilfskraft am physikalischen Institut seit 1. 7. 1968 Angestellter der Universität Erlangen - Nürnberg